

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
КАФЕДРА РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Г.Г. Куштанова, М.Н. Овчинников

**ТЕРМОДИНАМИКА ПОДЗЕМНОЙ ГИДРОСФЕРЫ
И ПОГРАНИЧНОЙ АТМОСФЕРЫ
(часть 2)**

Учебно-методическое пособие

Казань – 2015

УДК 519. 63

*Издается в электронном виде по решению
Редакционно-издательского совета
ФГАОУВПО Казанский (Приволжский) Федеральный университет и
учебно-методической комиссии Института физики
протокол № 5 от 12 февраля 2016 г.,
заседания кафедры радиоэлектроники
протокол № 3 от 11 ноября 2015 г.*

*Авторы-составители
Доктор физ.-мат. наук, доцент Г.Г. Куштанова,
Доктор физ.-мат. наук, профессор М.Н. Овчинников*

*Рецензент
Доктор тех. наук, профессор кафедры специальной математики КНИТУ им.
А.М. Туполева (КАИ) Анфиногентов В.И.*

Куштанова Г.Г. , Овчинников М.Н.

Термодинамика подземной гидросферы и пограничной атмосферы (часть 2): учебно-методическое пособие / Г.Г. Куштанова, М.Н. Овчинников. - Казань: Казанский федеральный университет, 2015.– 55 с.

Пособие по курсу «Термодинамика подземной гидросферы и пограничной атмосферы» предназначено для магистрантов физического факультета по направлению «Радиофизические методы по областям применения».

В методическом пособии рассматривается тепловое поле Земли, его особенности и источники; излагаются элементы анализа термодинамических процессов происходящих при разработке месторождений жидких и газообразных углеводородов, возможности использования термометрии для решения обратных задач тепломассопереноса; уделяется внимание такому нетрадиционному источнику углеводородов, как газовые гидраты.

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	5
1. ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ	6
1.1. Глубинные источники тепла.....	6
1.2. Глубинное тепловое поле.....	9
1.3. Распределение теплового потока на Земле	12
1.4. Тепловые аномалии, сопутствующие залежам углеводородов	14
1.5. Аномалии мощности мерзлых толщ над залежами углеводородов	15
1.6. Фокусировка теплового потока структурами	16
1.7. Сезонные и суточные изменения температуры в приповерхностной толще земли.....	17
2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ	20
2.1. Адиабатический процесс.....	20
2.2. Дроссельный процесс	22
3. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ДЛЯ ПОТОКА СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ	25
3.1. Поле температур несжимаемой пластовой системы.....	26
3.2. Плоскопараллельный горизонтальный поток жидкости в пласте	27
3.3. Поле температур упругого пласта.....	29
3.4. Основные свойства поля температур пласта	30
4. СКВАЖИННАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ.....	32
4.1. Калориметрический эффект.....	32
4.2. Термограммы действующих скважин	36
5. ГАЗОВЫЕ ГИДРАТЫ.....	41
5.1. Структура гидратов	41
5.2. Условия образования газовых гидратов.....	42
5.3. Образование и разложение гидратов при отрицательных..... температурах	44
5.4. Образование гидратов в пористой среде.....	45

6. ГЕОТЕРМАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ.....	48
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	53
ЛИТЕРАТУРА	54

ВВЕДЕНИЕ

Данное пособие написано для сопровождения лекционного курса «Термодинамика подземной гидросферы и пограничной атмосферы», предназначенного для магистрантов, обучающихся по направлению «Радиофизические методы по областям применения».

В пособии излагаются современные представления о тепловом поле Земли, дается представление о распределении глубинного теплового потока по земной поверхности и факторов на это влияющих. Информация о невозмущенном тепловом потоке требуется при проведении термометрических исследований месторождений углеводородов. На формирование локальных тепловых полей разрабатываемого месторождения налагаются температурные изменения, вызванные термодинамическими эффектами при фильтрации жидкости, истощении пластов.

Учитывая большую роль для современного общества энергетических, в том числе возобновляемых, ресурсов, в материал включены сведения о новом источнике углеводородов – гидратах и о геоэнергетике.

Учащиеся могут получить теоретические представления о тепловых полях практические знания, необходимые в повседневности, например, оценить насколько глубоко промерзает земля и почему вода в озере у дна теплее.

1. ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Солнечное излучение является основным фактором, определяющим температуру у поверхности земли. Поток энергии солнечного излучения равен 341 Вт/м^2 . При этом, около 30% потока отражается сразу же от облаков и поверхности Земли, 23% поглощается атмосферой. От поглощаемой поверхностью Земли части потока (161 Вт/м^2), около 40 Вт/м^2 вновь возвращается в космос в виде теплового излучения в диапазоне 3–45 мкм, примерно 97 Вт/м^2 переносится в атмосферу за счет разнообразных тепловых процессов (80 Вт/м^2 — от испарения воды, 17 Вт/м^2 — от конвективного теплообмена). Также, примерно 356 Вт/м^2 излучения в области больших длин волн поглощается атмосферой, но из них 332 Вт/м^2 возвращается в виде обратного излучения атмосферы. В итоге, суммарное тепловое излучение поверхности Земли равно примерно 396 Вт/м^2 . Все это приводит к тому, что средняя температура у поверхности земли сегодня составляет 288K (15°C) [13]. При этом, различные суточные и сезонные колебания температуры поверхности земли не проникают вглубь более единиц, и, в отдельных случаях, десятков метров.

С другой стороны, среднепланетарное значение глубинного кондуктивного теплового потока относительно невелико и составляет 59 мВт/м^2 , тепловая мощность же суммарного выноса тепла из глубин земли составляет $3.1 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$ или 10^{28} Дж/год .

1.1. Глубинные источники тепла

Ранее, в соответствии с космогонической гипотезой Канта—Лапласа, предполагалось, что внутреннее тепло Земли суть остаточное явление ее исходного расплавленного жидкого состояния. Одним из следствий такого предположения было то, время остывания земной тверди было относительно невелико и составляло менее 100 млн. лет. Последнее не соответствует

современным представлениям о возрасте Земли. После открытия явления радиоактивности и обнаружения высокого содержания естественно-радиоактивных элементов в земной коре, общепринятой стала точка зрения, основанная на том, что основным источником внутреннего тепла Земли является непрерывно происходящий распад радиоактивных элементов (урана, тория и др.), содержащихся в мантии. Через несколько десятилетий и это представление было скорректировано с учетом того, что существенный вклад в разогрев планеты вносит гравитационная дифференциация на границе мантии и ядра (О.Г.Сорохтин, 1971). Сегодня эта точка зрения подтверждается систематическими наблюдениями за тепловым полем земли и дифференциальными оценками теплового потока с учетом обнаружения значительного тепловыделения в зонах спрединга (в осевых зонах срединно-океанских хребтов). Вклад этого источника существенно превышает расчетный вклад распада естественно-радиоактивных элементов в суммарный земной тепловой поток. Последний составляет лишь четвертую часть общего теплового потока земли (Вакье, [9]).

Исследования недр земли показывают, что основная масса радиоактивных элементов (до 90%) сконцентрирована в верхних слоях континентальной коры. Это подтверждается и низким выделением гелия, важного продукта радиоактивного распада, в океанах, составляющим лишь 5% от величины, которая должна была бы быть в случае порождения теплового потока исключительно радиоактивным распадом. Также следует отметить, что, если бы большая часть радиоактивных элементов находилась в верхних слоях континентальной коры, то выделяемое ими тепло не могло вносить значимый вклад в глубинные тектонические процессы.

В результате, можно утверждать, что помимо радиогенного теплового источника существуют и иные.

Среди них выделяется тепло, которое возникло в Земле в период аккреции. «Аккреция — процесс приращения массы небесного тела путём гравитационного притяжения материи (обычно газа) из окружающего

пространства». Часть этого тепла является остатком энергии от протопланетного диска. Последний был разогрет до 1000—1200°K. В процессе аккреции, в результате соударений планетезималей, планета была дополнительно разогрета и образовался океан магмы у ее поверхности.

Другой и более значимый источник тепла связан с явлением глубинной гравитационной дифференциации, когда осуществляется перераспределение плотности пород в результате химических и фазовых превращений. Основным здесь является процесс разделения веществ на силикатную и металлизированную (Fe_2O , FeO) области на границе мантии и ядра в слое Д' [О.Г. Сорохтин, В.А. Дубровский, В.Л. Панькин, 8,9]. Возникновение дифференциации произошло после завершения аккреции, таким образом, один источник разогрева сменил другой. Наиболее интенсивно дифференциация протекала 2.8—2.5 млрд. лет назад.

Гравитационная дифференциация может также осуществляться на границе внешнего и внутреннего ядра. В этом случае, рост внутреннего твердого ядра сопровождается выведением менее плотных фракций во внешнее ядро. Другие два уровня дифференциации расположены на границах нижней и верхней мантии и астеносферы и литосферы.

Еще один возможный источник внутреннего тепла планеты связан с приливами, возникающими вследствие гравитационного взаимодействия Земли, Луны и Солнца. В этом случае кинетическая приливная энергия переходит в тепло по причине внутреннего трения деформирующихся под действием гравитации пород. Оценки О.Г. Сорохтина и С.А. Ушакова показывают, что этот источник тепла был существенным во времена, когда расстояние между Землей и Луной было меньше сегодняшнего (разогрев до 500°С 4 млрд. лет назад), сейчас же этот вклад может быть оценен в 2%.

Таким образом, тепловой энергетический баланс Земли состоит из тепла гравитационной дифференциации, остаточного тепла аккреции Земли, радиогенного тепла, приливного тепла, механической энергии гравитации, включая проявления гравитационной неустойчивости в мантии и коре [8,9].

1.2. Глубинное тепловое поле

На относительно малой глубине (единицы метров) под земной поверхностью можно выделить слой, в котором среднегодовые температуры постоянны. По мере роста глубины температура пород увеличивается, однако темп возрастания температуры по глубине различен в разных местах планеты, поскольку теплофизические свойства различных пород различны. При расчетах и сравнениях здесь используется величина, обратная геотермическому градиенту - так называемая геотермическая ступень. Геометрическая ступень – это разность глубин, температура которых отличается на 1°C . Неравномерность изменения и распределения температуры в разных районах планеты может составлять разы. Подобная неоднородность определяется как различной теплопроводностью пород, так и различиями в значениях глубинного теплового потока. Величина теплового потока рассчитывается по формуле

$$q = \lambda G \quad (1.1)$$

где λ – теплопроводность, $G = \frac{\partial T}{\partial z}$ – геотермический градиент. Следует сказать, что температура в скважинных условиях измеряется с 19 века, а систематические измерения теплового потока начались около 50 лет назад.

В зависимости от геологического строения, региональных и местных условий, темп изменения температуры с ростом глубины может существенно различаться для различных мест. Так, изменения величин геотермических градиентов по данным Б. Гутенберга отличаются до 25 раз. Максимальное значение термоградиента наблюдается штате Орегон (США) и равно 150°C на 1 км, а в Южной Африке имеются места с низким его значением – до 6°C на 1 км.

Каким образом растет температура на больших глубинах? Оценки показывают, что на глубине 10 км температура горных пород составляет

примерно 250—300°C, что подтверждается и прямыми измерениями в сверхглубоких скважинах.

Однако распределение температур в земной коре весьма неоднородно. Так, измерения в Кольской сверхглубокой скважине, пробурённой в Балтийском кристаллическом щите показали, что до глубины 3 км температура изменяется со скоростью 10°C/1 км, на больших же глубинах значения геотермического градиента становятся в 2—2.5 раза больше. В результате, на глубине 7 км фиксируется температура 120°C, на 10 км — 180°C, а на 12 км — уже 220°C.

В разведывательной скважине, пробуренной в Северном Прикаспии на глубине 500 м фиксируется температура 42°C, на глубине 1.5 км — 70°C, на глубине 2 км — 80°C, на глубине 3 км — 108°C.

Далее, по мере роста глубины геотермический градиент уменьшается, начиная с глубин 20—30 км и на глубине 100 км расчетные значения температуры составляют около 1300—1500°C, на глубине 400 км — 1600°C, на глубинах более 6000 км (ядро планеты) — 4000—5000°C.

Технически, на глубинах до 10—12 км температура измеряется в разбуренных скважинах, на больших глубинах, температура определяется косвенными методами по прохождению сейсмических волн и на основе анализа температуры изливающейся лавы.

Используя значение приведенной к поверхности температуры мантии 1320 °C (1593 K) и найденные значения температурных скачков в областях существования фазовых переходов, было распределение температуры по глубине]. На рис.1.1 показаны: «1 — адиабатическая геотерма Земли, согласованная с экспериментами по плавлению железа и системы Fe-O-S; 2 — температура плавления железа (до 2 Мбар — статические эксперименты Р. Бёлера (1993), далее — экстраполяция этой температуры по закону Клапейрона-Клаузиуса); штриховая кривая — температура плавления эвтектического сплава Fe×FeO (до 300 кбар по экспериментальным данным Е. Отани и А. Рингвуда (1984), до 1 400 кбар — по данным Р. Бёлера (1993),

далее — экстраполяция по закону Клапейрона-Клаузиуса, с учётом уменьшения эвтектической депрессии $\text{Fe} \times \text{FeO}$ в области высоких давлений); 3 — температура плавления силикатов (при $p > 240$ кбар — температура плавления энстатита $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$: до давления 625 кбар — по экспериментальным данным А. Зерра и Р. Бёлера (1993), далее — экстраполяция по закону Клапейрона-Клаузиуса)» [8].

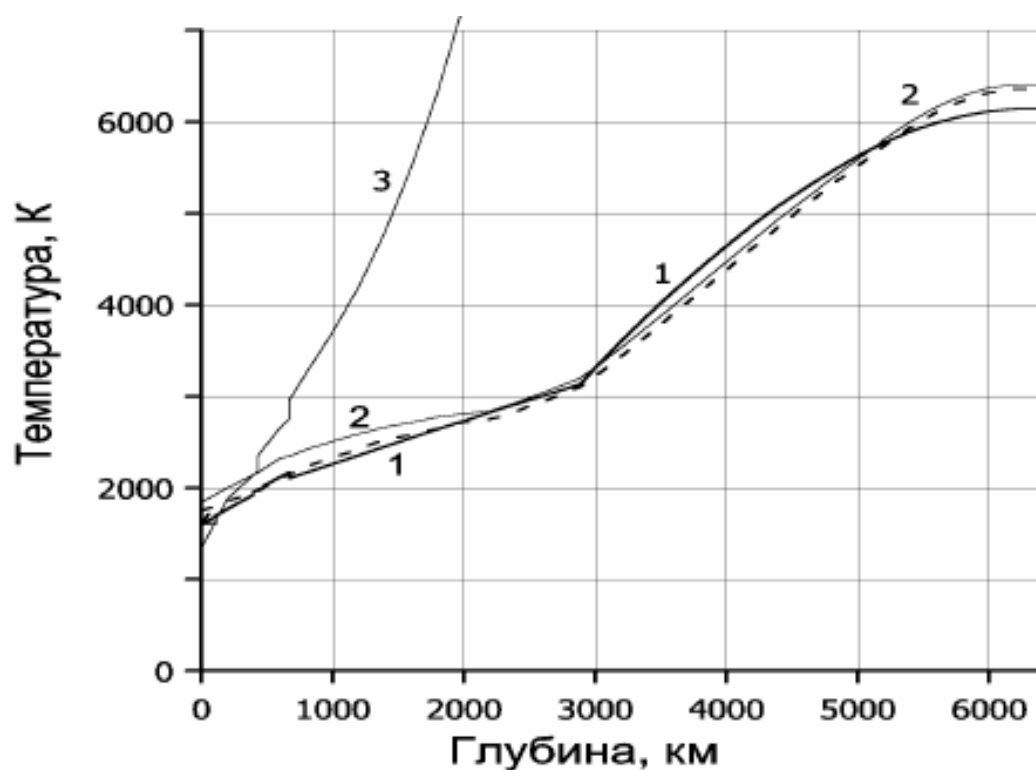


Рис. 1.1. Распределение температур в современной Земле [8].

Уменьшение геотермического градиента глубже 50-100 км от поверхности Земли объясняется наличием конвекции в верхней мантии, обладающей достаточно малой вязкостью. Оценки [8] и факт движения литосферных плит позволяют допустить наличие в мантии конвекционных ячеек. Подобный механизм позволяет «поднимать» большое количество глубинного тепла при относительно малых значениях градиента температуры.

1.3. Распределение теплового потока на Земле

В 1950 г. были начаты измерения теплового потока в океанах и оказалось, что значения теплового потока на суше и океанском дне практически совпадают и равны примерно $50\text{--}60 \text{ мВт/м}^2$ [3], несмотря на то, что геологическое строение земной коры в районах расположения океанов и континентов существенно различается. При этом, в земной коре под океанами практически отсутствует верхний гранитно-метаморфический слой земной коры, содержащий радиоактивные элементы. Получается, что тепловой поток под океанами должен определяется иными источниками тепла, находящимися в астеносфере.

Наиболее малая величина теплового потока наблюдается в докембрийских платформах: в Африканской платформе в области древних архейских пород с возрастом свыше 2.6 млрд. лет, нижних протерозойских породах с возрастом 1.6-2.6 млрд. лет тепловой поток находится в диапазоне $35\text{--}55 \text{ мВт/м}^2$, в Восточно-Европейской платформе - тепловой поток порядка 46 мВт/м^2 , в Балтийском и Украинском щитах - 36 мВт/м^2 [3].

Большими значениями теплового потока (до $80\text{--}90 \text{ мВт/м}^2$) отличаются эпипалеозойские (более молодые) плиты - Западно-Сибирская, Скифская, Туранская и прочие. При этом более высокие значения теплового потока наблюдаются в континентальных рифтах: Байкальском (165 мВт/м^2), Восточно-Африканском, Рейнском и др. Это развивающиеся структуры с магматическими очагами в верхних слоях мантии.

Также неоднородности в распределении теплового потока наблюдаются в Альпийско-Средиземноморском складчатом поясе, в частности аномально высокие значения теплового потока до 515 мВт/м^2 наблюдаются в районах Тирренского, Альборанского, Эгейского морей, в то время как во впадинах Черного, Левантинского, Ионического морей значения теплового потока, не превышают $20\text{--}30 \text{ мВт/м}^2$.

В целом, для континентальных пород более молодым геологическим структурам соответствуют более высокие значения теплового потока.

Тепловой поток в глубоководных котловинах практически однороден и составляет 35-56 мВт/м², но для пород под океанским дном с относительно более древним возрастом коры характерны более низкие его значения.

В то же время в срединно-океанских хребтах с рифтовыми долинами и островах типа Исландии, имеют место аномально высокие значения теплового потока - в диапазоне 400-600 мВт/м², достигающие в Калифорнийском и Красноморском рифтах значений до 1500 мВт/м². В таких зонах осуществляется существенный вынос тепла посредством извержения вулканов, возникающих из магматических очагов верхней мантии на глубине до 150 км.

Также аномальные значения теплового потока океанах наблюдаются в местах мантийных плюмов, например в районе Гавайских островов.

По результатам многолетних исследований теплового поля земли можно сделать вывод о том, что геотермическая ступень имеет значение около 100 м/град (1°C/100м) на кристаллических щитах, примерно 30 м/град (3.3 °C/100м) на платформах, 10—20 м/град (10-5 °C/100 м) в складчатых областях, 5—20 м/град (20-5 °C/100м) в областях вулканизма.

В целом, относительно малые значения теплового потока (20-40 мВт/м²) наблюдаются на платформах и, в частности, на докембрийских щитах, в глубоководных впадинах, максимальные — на срединно-океанических хребтах, в рифтовых зонах и на участках активного вулканизма (200-400 мВт/м²). В тектонически активных зонах наблюдается резкая дифференциация тепловых потоков.

В океанских плитах фиксируется уменьшение средних значений теплового потока с увеличением возраста пород океанской литосферы. Эта закономерность описывается теоретической зависимостью Склейтиера-Сорохтина

$$q = 473.5 \sqrt{\frac{1}{T}} \quad (1.2)$$

где q – тепловой поток в мВт/м²; T – возраст океанской литосферы в млн. лет. Данная зависимость достаточно удовлетворительно соответствует наблюдаемым значениям теплового потока для диапазона времен от 5 до 70 млн. лет.

1.4. Тепловые аномалии, сопутствующие залежам углеводородов

Исследования геологических особенностей залегания залежей углеводородов показали, что во многих нефтеносных провинциях наблюдаются превышения средних значений геотермической температуры - положительные температурные аномалии. Эти аномалии затрагивают практически всю толщу пород, расположенных над залежью. Считается, что подобные аномалии возникают вследствие протекания в залежах углеводородов экзотермических реакций. Размеры температурных аномалий обычно зависят от общих запасов нефти. Имеется также предположение о том, что тепловой поток фокусируется так называемыми антиклинальными складками. На рис. 1.2 показаны результаты измерений температурного поля над нефтегазовым месторождением Блэк Лейк в штате Луизиана (США) [11] на глубине 1.4 м. Мы видим, что явно выделяется контур залежи и участки с повышением температуры, обусловленным структурным фактором (участки i температурных кривых). Здесь j – область – область выявления наличия нефтегазовой залежи по наблюдениям за температурной аномалией.

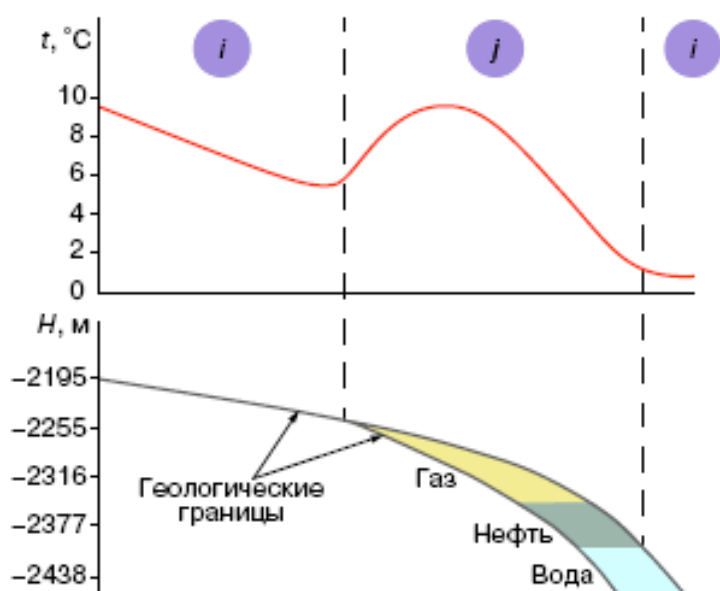


Рис. 1.2. Температура на глубине 1,4 м по профилю через нефтегазовое месторождение Блэк Лейк [11].

1.5. Аномалии толщины мерзлых толщ над залежами углеводородов

В зонах вечной мерзлоты местоположение аномалий теплового поля над залежами углеводородов скоррелированы с уменьшением толщины мерзлых горных пород (толщ). Наличие подобной корреляции впервые было исследовано на виллюйских газо-конденсатных месторождениях Якутии по результатам бурения. Существование этого факта позволяет определять примерную толщину мерзлых толщ косвенными методами по данным приземной геофизики, что актуально для нужд севера. Так, с помощью метода вертикального электрического зондирования было установлено, что в указанных структурах уменьшение мощности мерзлых толщ достигает сотен метров, при этом области наибольшего уменьшения толщины мерзлых толщ соответствуют высокопродуктивным участкам месторождений.

Изучение динамики верхней и нижней границ мерзлой толщи отражает наличие залежей углеводородов. Сопутствующие им аномалии глубины сезонного протаивания и мощности мерзлых толщ весьма удовлетворительно определяются наземными методами электроразведки. Эта методика может быть

использована для поисков месторождений нефти и газа в области развития пресных вод по аномалиям толщин мерзлых пород.

Оценивая возможную эффективность указанных методов поиска залежей углеводородов нужно отметить что, большинству залежей углеводородов соответствуют аномалии мощности залегания мерзлых толщ. Но обратное верно далеко не всегда, поскольку рассматриваемые аномалии могут быть вызваны и другими «причинами, связанными, например, с былыми нарушениями поверхностных условий, последствия которых сохраняются и после восстановления первоначального состояния и сохраняются в виде аномалий мощности мерзлых толщ» [11].

1.6. Фокусировка теплового потока структурами

Геометрически, тепловой поток сохраняет вертикальное направление лишь при строго горизонтальном залегании осадочных пород. При их наклонном залегании наблюдаются значимые пространственные вариации теплового поля, обусловленные анизотропией осадочных пород. Тепловые потоки имеют тенденцию к течению по напластованию, поскольку теплопроводность горных пород по направлению напластования всегда больше, чем поперек («вкрест») напластования. В результате этого в сводах антиклинальных структур интенсивность тепловых потоков возрастает, другими словами, антиклинальные структуры фокусируют тепловой поток.

Уместно провести аналогию между тепловым и световым потоками. Тепловой поток, освещает слои осадочных пород, показывая на «горизонтальных экранах» неглубоко залегающих пластов своеобразные изображения более глубоких структурных элементов. Своды складок отличаются обычно повышением температуры и геотермического градиента. В частности, из карт изотермических градиентов для карпатских регионов легко увидеть, что геотермический градиент на сводах структур в полтора-два раза выше, чем на их периферии.

Изолинии градиентов температуры на относительно малых глубинах (500—1000 м) хорошо воспроизводят структурные формы залежей на больших глубинах порядка 3000—4000 м. Карты изогradientов температуры позволяют определить местоположение крупных тектонических нарушений, соляных штоков и т.п.

1.7. Сезонные и суточные изменения температуры в приповерхностной толще земли

Распределение тепла в полуограниченной теле при задании периодического граничного условия описывается уравнением теплопроводности с соответствующими граничными и начальными условиями

$$\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = a \frac{\partial T(z, t)}{\partial z^2}, \quad t > 0, \quad 0 < z < \infty \quad (1.3)$$

$$T(z, 0) = 0,$$

$$T(0, t) = T_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

$$\frac{\partial T(\infty, t)}{\partial z} = 0.$$

Здесь приняты обозначений T – температура, T_0 – амплитуда колебаний температуры, t – время, z – вертикальная координата (ось направлена вниз), за $z=0$ принята поверхность земли, a – коэффициент температуропроводности пород, $\omega=2\pi/P$ – частота гармонического колебания температуры на границе, P – период изменения температуры, φ – начальный сдвиг фазы. Например, глинам и песчаникам соответствует коэффициент температуропроводности пород $10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Решение (1.3) для установившихся колебаний имеет вид

$$T(z, t) = T_0 \exp(-z\sqrt{\omega/2a}) \cos(\omega t - z\sqrt{\omega/2a} - \varphi). \quad (1.4)$$

Как следует из начальных условий, данное соотношение описывает отклонение температуры от невозмущенной геотермической. Чтобы получить

измеряемую температуру необходимо добавить невозмущенную геотермическую составляющую.

В первом приближении, верхняя толща земной коры может быть представлена в виде переслаивания однородных изотропных параллельных слоев. Тепловой поток, поступающий из подстилающей толщи, постоянен. В этом случае невозмущенная геотермическая температура будет иметь вид кусочно-линейной ломаной линии.

Колебания температуры на поверхности проникают вглубь земли на ограниченное расстояние. Суточные колебания затухают на глубине около 1 м, а годовые – на глубинах 15-20 м. Этот уровень называют нейтральным слоем. Ниже нейтрального слоя температура земной коры практически постоянна во времени и нарастает с глубиной вследствие теплового потока от центра Земли. Ниже годовых проникают только колебания, связанные с изменением климата, например глобальных оледенений.

Периодические колебания температуры убывают с глубиной по экспоненциальному закону и запаздывают по пути распространения, напоминая движение быстро затухающих волн. Скорость распространения температурной волны

$$v = \sqrt{2 \omega a}, \quad (1.5)$$

причем длина тепловой волны равна

$$L = v \Pi = 2\sqrt{\pi a \Pi}. \quad (1.6)$$

Глубина, на которой фаза волны смещается на половину периода, составляет

$$z = \sqrt{\pi a \Pi}. \quad (1.7)$$

Наибольшая температура устанавливается на такой глубине зимой, а наименьшая – летом. В глинистой толще при $a=10^{-6}$ м²/с глубина запаздывания годовых колебаний на половину периода ($3.156 \cdot 10^7$ сек) составляет 9.9 м. Глубина залегания слоя постоянных суточных температур колеблется от 0.2 до 1.5-2 м.

Глубина распространения колебаний температуры определяется из формулы

$$z = \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \ln\left(\frac{T_0}{\Delta T(z)}\right), \quad (1.8)$$

где величина $\Delta T(z)$ – принимается равной удвоенной абсолютной погрешности измерений температуры.

На глубине полуволны амплитуда температурной волны затухает до 4.3% от ее первоначального значения и отличается на половину периода по фазе. Ниже глубины полуволны колебания температуры уже трудно заметить. Например, на глубине, равной длине волны, амплитуда затухает до 0.2% от своего первоначального значения на поверхности, другими словами, становится незначимой.

В районе Норильска при изменении мощности снежного покрова от 0.05 до 1.7 м глубина залегания этого слоя изменяется от 14 до 4 м. Температура подошвы слоя годовых колебаний зависит от количества тепла, поступающего от Солнца, плотности восходящих потоков внутреннего тепла Земли, от химических, физических процессов, протекающих в литосфере и почве. На территории бывшего СССР температура слоя постоянных годовых температур изменяется от -3°C (Таймырский полуостров) до 20°C (пустыни Средней Азии).

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

2.1. Адиабатический процесс

Дифференциал энтропии выражается следующей функцией внешних параметров и температуры [10]

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp, \quad (2.1)$$

где $A=2.344 \cdot 10^{-3}$ ккал/кг*м тепловой эквивалент работы, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, T – температура (К), V – объем системы, p – давление. Для квазиустановившихся адиабатических процессов в изолированных системах, когда энтропия системы сохраняет постоянное значение ($ds = 0$), уравнение (2.1) дает связь между температурой и давлением, а именно

$$dT = \frac{AV}{c_p} \frac{T}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp. \quad (2.2)$$

Обозначим выражение перед dp в (2.2) через η :

$$\eta = \frac{AV}{c_p} T \alpha. \quad (2.3)$$

Здесь α — коэффициент термического расширения. Коэффициент η , определяет изменение температуры вещества в рассматриваемой теплоизолированной системе в зависимости от изменения давления и называется дифференциальным адиабатическим коэффициентом. При небольших пределах изменения давления обычно пользуются усредненным или интегральным значением адиабатического коэффициента

$$\Delta T = \bar{\eta} \Delta p. \quad (2.4)$$

Здесь знак коэффициента температурного расширения α определяет знак коэффициента η . Для большинства флюидов $\alpha > 0$, и, следовательно, $\eta > 0$, таким образом большинство веществ при адиабатическом сжатии нагревается. Известное исключение - вода, которая в интервале температур от 0 до 4° С имеет отрицательное значение $\alpha < 0$, и отрицательное значением коэффициента

$\eta < 0$. В этом диапазоне температур вода при адиабатическом сжатии будет охлаждаться. При температуре воды 4°C $\alpha = 0$, следовательно, и $\eta = 0$, то есть адиабатический процесс в данном случае является и изотермическим.

Информацию о значениях коэффициентов η для реальных жидкостей при температуре 20°C можно получить по данным табл. 2.1. Отметим, что коэффициент η относительно мал для металлов и воды и велик для нефти и нефтепродуктов.

Таблица 2.1. Значения дифференциального адиабатического коэффициента и дифференциального коэффициента Джоуля-Томсона [10]:

Жидкость	$10^2 \eta \text{ } ^\circ\text{C/атм}$	$10^2 \varepsilon \text{ } ^\circ\text{C/атм}$
Вода	0.15	2.2
Бензин	2.96	5.1
Керосин	1.49	4.13
Нефть	1.37	4.14

В газовой среде адиабатический температурный эффект проявляется очень сильно особенно при невысоких давлениях. Используя уравнение состояния идеального газа, получим

$$\eta = \frac{k-1}{k} \frac{T}{p}, \quad (2.5)$$

где $k=c_p/c_v$ — показатель адиабаты, c_v — теплоемкость при постоянном объеме. Например, для воздуха ($k = 1,41$) при атмосферном давлении, $p = 1 \text{ атм}$ и температуре 20°C (293°K) получим, что $\eta = 83 \text{ } ^\circ\text{C/атм}$. Из уравнения состояния реальных газов находим

$$\eta = \frac{k-1}{k} \frac{T}{p} \left[1 + \frac{T}{z} \left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_p \right]. \quad (2.6)$$

Как видно, коэффициент η для реальных газов может быть больше или меньше, чем для идеального газа в зависимости от знака частной производной. В случае больших колебаний давлений адиабатические изменения температур можно определять по энтропийной диаграмме.

В пористой среде всякое изменение температуры одного компонента неизбежно приводит к перераспределению тепла между другими компонентами среды, поэтому адиабатический процесс в отдельно рассматриваемой фазе пористой среды не реален. Адиабатическим процессам может подвергаться пористая среда как изолированная система в целом. Характер таких процессов зависит также от законов теплоотдачи и теплообмена между компонентами пористой среды.

2.2. Дроссельный процесс

Полный дифференциал энтальпии выражается следующей функцией внешних параметров и температуры [10]

$$dH = c_p dT + AV \left[1 - \frac{T}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (2.7)$$

Для изоэнтальпийных процессов, когда $dH = \text{const}$, уравнение (2.7) дает соотношение между температурой и давлением

$$dT = -\frac{AV}{c_p} \left[1 - \frac{T}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (2.8)$$

Коэффициент

$$\varepsilon = \frac{AV}{c_p} [1 - T\alpha]. \quad (2.9)$$

называют дифференциальным коэффициентом Джоуля-Томсона.

В случае, когда изменения давления невелики, изменения температуры можно рассчитать с использованием усредненного или интегрального значения коэффициента Джоуля-Томсона

$$\Delta T = -\varepsilon \Delta p. \quad (2.10)$$

Изоэнтальпийный процесс также, как и адиабатический, протекает в теплоизолированной системе без теплообмена с окружающей средой. Различие между этими процессами заключается в том, что при адиабатическом процессе внешняя работа совершается за счет понижения внутренней энергии системы, а при изоэнтальпийном процессе работа, совершаемая системой, превращается в тепло, остающееся в системе. Так, примером изоэнтальпийного движения является движения идеальной несжимаемой жидкости или идеального газа в пористой среде без потерь, связанных с внешним теплообменом.

В несжимаемой жидкости отсутствует тепловое расширение и $\alpha = 0$. Поэтому для такой жидкости из (2.8) получается

$$\varepsilon = \frac{AV}{c_p}. \quad (2.11)$$

В рассматриваемой модели несжимаемая жидкость фильтруется в пористой среде и преодолевает гидравлическое сопротивление лишь за счет работы внешних сил

$$\Delta L = V(p_2 - p_1), \quad (2.12)$$

где p_2 и p_1 — давления на соответствующих эквипотенциальных поверхностях пористой среды.

При постоянной скорости фильтрации вся работа (2.12) расходуется на преодоление сил трения и целиком превращается в тепловую энергию, что приводит к повышению температуры жидкости по пути движения.

Принимая во внимание, что коэффициент термического расширения для идеального газа $\alpha = 1/T$, с учетом (2.9) получаем, что $\varepsilon=0$. В итоге, дросселирование идеального газа оказывается изотермическим процессом. При изотермическом процессе идеального газа имеем $\Delta L = V_2 p_2 - V_1 p_1$, т. е. работа внешних сил в данном случае равна нулю, температура не изменяется и коэффициент Джоуля — Томсона можно записать в виде

$$\varepsilon = \frac{AV}{c_p} - \eta \quad (2.13)$$

Здесь первый член правой части уравнения (2.13) определяет нагревание вещества при его движении (фильтрации) за счет работы сил трения, а второй — охлаждение за счет адиабатического расширения. Для жидкостей выполняется

$$\frac{AV}{c_p} \gg \eta \quad \text{или} \quad \alpha T \ll 1, \quad \text{следовательно,} \quad \text{все жидкости, насыщающие}$$

пористую среду, нагреваются по пути движения. Сведения об изменениях температуры жидкостей при дроссельном движении и температуре 20° С даны в табл. 2.1. Данные табл. 2.1 показывают, что разогрев нефтей и нефтепродуктов при дроссельном движении достигает 5°С на каждые 100 атм депрессии. Сильнее нагреваются жидкие металлы — до 9°С на 100 атм депрессии.

Запишем теперь выражение для коэффициента Джоуля-Томсона реальных газов с учетом уравнения состояния в виде

$$\varepsilon = \frac{k-1}{k} \frac{T^2}{p} \left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_p \quad (2.14)$$

В данном случае знак эффекта Джоуля-Томсона зависит от знака частной производной. В точках, где производная равно нулю, коэффициент $\varepsilon = 0$, эти точки называют точками инверсии. В этих точках коэффициент ε меняет знак: ниже температуры инверсии $\varepsilon < 0$, т. е. газ по пути движения в пористой среде охлаждается выше точки инверсии $\varepsilon > 0$, и газ, движущийся в пористой среде, нагревается.

Температура инверсии нефтяных газов достаточно высока и в практике эксплуатации газовых месторождений рассматривают только эффект охлаждения газов по пути движения к скважине. Значения дифференциальных коэффициентов Джоуля-Томсона для углеводородных газов лежат в пределах от $-0,3$ до $-0,6$ °С/атм, что по абсолютной величине примерно в 10 раз больше, чем для жидких углеводородов.

Нужно отметить, что значения дифференциального коэффициента Джоуля-Томсона увеличиваются по мере уменьшения давления. Но, как показывает опыт, при высоких пластовых давлениях порядка 200—300 атм, можно без больших опасений пользоваться средними, т. е. интегральными значениями коэффициента ε при изменении давлений в интервале от 50 до 100 атм, что в значительной мере упрощает математический анализ дроссельного движения в пористой среде.

3. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ДЛЯ ПОТОКА СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Общее уравнение тепломассопереноса для потока сжимаемой жидкости в пористой среде записывается в виде [10]

$$\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T - \rho c_p \bar{v} \operatorname{grad} T - \rho c_p \varepsilon \bar{v} \operatorname{grad} p + m \rho c_p \eta \frac{\partial p}{\partial t} = c_{\Pi} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (3.1)$$

где λ , c_{Π} - коэффициенты теплопроводности и теплоемкости пласта, ρ , c_p - плотность и теплоемкость флюида, v - скорость фильтрации, ε - коэффициент Джоуля-Томсона, η - коэффициент адиабатического сжатия, m - пористость, T - температура, p - давление, t - время. Если пренебречь кондуктивной теплопередачей (первым членом в 3.1., что во многих практических случаях допустимо), то уравнение энергии превращается в уравнение первого порядка в частных производных.

В случае очень малых градиентов температур и давлений $\operatorname{grad} T \approx 0$ и $\operatorname{grad} p \approx 0$ (например, в застойных зонах пласта) получим из уравнения (3.1) для упругой жидкости выражение

$$\frac{dT}{dp} = \frac{m \rho c_p}{c_{\Pi}} \eta, \quad (3.2)$$

которое определяет изменение пластовой температуры за счет адиабатического эффекта.

Примем для жидких углеводородов верхнюю границу для коэффициента η равной $\eta \approx 0,02 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{атм}$, тогда при $m = 0,2$, $\rho c_p = 350 \text{ ккал}/\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{C} = 1465 \text{ Дж}/\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{C}$, $c_{\pi} = 2930 \text{ Дж}/\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{C}$, получим $\Delta T_{\eta} = 0,002 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{атм}$, что, очевидно, является весьма малой величиной. Это соотношение имеет место для теплоизолированного пласта. В реальном пласте изменение температуры за счет падения давления будет еще меньше. Однако для реальных углеводородных газов рассматриваемое изменение температуры может увеличиться в несколько раз, и достигать $\Delta T_{\eta} = 0,1 \Delta p$. Температурные аномалии, вызванные снижением давления в залежи, фиксируются в наблюдательных скважинах, их рост составляет $0,05\text{-}0,1 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{год}$ [4].

3.1. Поле температур несжимаемой пластовой системы

Уравнение энергии (3.1) обуславливает связь между полями давлений и температур в пористой среде. Здесь следует принять во внимание, что установление квази-равновесного состояния пластовой системы возникает после установления равновесных значений и давлений, и температур. Вместе с тем, квазиравновесное состояние поля давлений устанавливается значительно быстрее, чем поле температур. Случай наиболее быстрого по времени процесса перераспределения поля давлений можно наблюдать на модели идеализированной пористой системы, насыщенной несжимаемой жидкостью при постоянных физических параметрах, которые не зависят от давления и температуры. В такой системе стационарное распределение поля давлений достигается мгновенно, но перераспределения температур остаются реалистичными. Таким образом, на модели несжимаемой пористой среды можно изучать закономерности перераспределения температур в пористой среде в стационарном поле давлений.

Несжимаемая жидкость характеризуется положительным значением коэффициента Джоуля-Томсона ε и нулевым значением коэффициента η . Скорость фильтрации несжимаемой жидкости в любой точке пористой среды

прямо пропорциональна объемному расходу. С учетом этого уравнение сохранения энергии для несжимаемой жидкости принимает вид [10]

$$\operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T - \rho c_p \bar{v} \operatorname{grad} T - \rho c_p \varepsilon \bar{v} \operatorname{grad} p = c_{\Pi} \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (3.3)$$

На малых временах наблюдения и при достаточно больших скоростях конвективного переноса тепла первый (кондуктивный) член уравнения (3.3) не может сколько-нибудь существенно повлиять на эпюру температур в пласте и, как второстепенный, может быть опущен. Это позволяет изучить влияние конвективного переноса тепла и следствия дроссельного процесса по более простому уравнению

$$\rho c_p \bar{v} (\operatorname{grad} T + \varepsilon \operatorname{grad} p) = c_{\Pi} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.4)$$

или

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u (\operatorname{grad} T + \varepsilon \operatorname{grad} p) = 0, \quad (3.5)$$

где $u = \rho c_p \bar{v} / c_{\Pi}$ - имеет размерность скорости и характеризует перенос тепла в пористой среде за счет конвекции.

Упрощенное уравнение (3.5) характеризует чрезвычайно интересные особенности дроссельного движения в пористой среде. Первый теплопроводный член уравнения (3.3) не вносит заметных изменений в решение уравнения.

3.2. Плоскопараллельный горизонтальный поток жидкости в пласте

В качестве модели для аналитического исследования горизонтальных потоков жидкости в пласте рассмотрим пронизанное пористое тело в виде цилиндрического стержня длиной L , впрыснутое в непроницаемую и теплоизолирующую трубку. На торцах стержня поддерживается постоянный перепад давлений $\Delta p_0 = p_0 - p_L$. Начало координат $x = 0$ помещаем в плоскости торца с более высоким давлением p_0 . Через стержень фильтруется несжимаемая

жидкость с постоянным расходом Q_0 или со скоростью фильтрации v_0 . Значение координаты x нарастает в сторону движения жидкости. Отсчет времени ведется с момента приложения перепада давления. В начальный момент времени температура и давление в пористом теле принимаются заданными функциями координаты x . Температура нагнетаемой жидкости на границе $x = 0$ считается известной функцией времени t . Проницаемость пористой среды зависит от координаты x . Значения физических параметров несжимаемой жидкости в пористой среде (значения вязкости μ , коэффициента Джоуля-Томсона ε , температуропроводности $a = \lambda / \rho c$ и проницаемости) считаются независимыми от температуры и давления. Требуется найти распределение температур в пористом теле во времени и вдоль оси x , вызванное дроссельным процессом и конвекцией без учета теплопроводности, т. е. распределение температур, отвечающее дифференциальному уравнению и принятым выше начальным и граничным условиям, а затем оценить степень искажения найденного температурного поля в результате наличия потоков тепла.

Рассмотрим случай постоянной температуры нагнетаемой жидкости и начальной температуры пласта. В соответствии с принятыми условиями задачи, введенная в (3.5) скорость переноса тепла $u = u_0$, температура нагнетаемой жидкости $T(0, t) = T_0$, начальная температура пористого тела $T(x, 0) = T_0$.

Решение уравнение в частных производных с постоянными коэффициентами получается с помощью интегральных преобразований Лапласа по одной из независимых переменных [10]

$$T(x, t) = T_0 + \varepsilon [p(x - ut) - p(x)], \quad (3.6)$$

причем для отрицательных значений аргумента $x - ut < 0$, $p(x - ut) = p_0$. Это означает, что $T(x, t)$ становится независимым от времени t .

Из уравнения (3.6) видно, что для рассматриваемого типа течения несжимаемой жидкости в пористой среде кривая изменения во времени температуры в любой точке пористой среды (координаты «температура — время») соответствует пространственному распределению давления в пористой среде (координаты «давление — расстояние») в интервале от начала координат до точки наблюдения. При известных значениях ε и u легко произвести переход от кривой «температура — время» к кривой «давление — расстояние».

Кривая изменения температуры со временем на границе – в точке выхода жидкости из пористого объекта ($x = L$) отражает одновременно и распределение давления вдоль всего объекта. Это примечательное свойство дроссельного процесса позволяет зондировать пористые тела инвазивными методами неразрушающего контроля, в промышленных же масштабах появляется возможность косвенного зондирования гидродинамических параметров в призабойной зоне пласта.

В случае, если начальное распределение температуры пласта задается функцией $T(x, 0) = T_0(x)$, решение (3.6) будет иметь вид

$$T(x, t) = T_0(x - u_0 t) + \varepsilon [p(x - u_0 t) - p(x)], \quad (3.7)$$

где u_0 - постоянная скорость расхода теплоносителя.

3.3. Поле температур упругого пласта

По результатам исследований тепловых процессов, сопутствующих движению несжимаемых жидкостей в пористой среде, обнаружено, что в случае переменной скорости фильтрации взаимосвязь между температурой и давлением становится весьма сложной и возможности использования температурных кривых на практике для зондирования гидродинамического состояния пласта существенно снижаются.

В реальных пластовых системах технически не представляется возможным непосредственно после пуска скважины создать установившийся поток жидкости во всем объеме пласта. В случае поддержания постоянной депрессии на забое приток жидкости к скважине со временем уменьшается, а скорость фильтрации на заданном расстоянии от оси скважины сначала возрастает, а потом падает. В режиме постоянного отбора жидкости забойное давление уменьшается, скорость же фильтрации с увеличением расстояния от оси скважины неизбежно падает. И в том, и в другом случаях, пластовое давление уменьшается со временем, поэтому в уравнении энергии появляется член, содержащий частную производную от давления по времени. Пока значение этого члена не изучено, трудно предвидеть эффективность температурных исследований в реальных промысловых условиях. Поэтому изучение дроссельного движения упругой жидкости представляет определенный практический интерес.

В основе подобных исследований обычно лежит система уравнений, состоящая из уравнения сохранения энергии в потоке упругой жидкости без учета теплопроводности [10]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u(\text{grad}T + \varepsilon \text{grad}p) - \frac{m\gamma c_p}{c_{\Pi}} \eta \frac{\partial p}{\partial t} . \quad (3.8)$$

3.4. Основные свойства поля температур пласта

Исследование взаимосвязи между тепловым полем и полем давлений при движении несжимаемой жидкости в пористой среде привело к открытию полезных для практики закономерностей:

- «Скорость конвективного переноса тепла при движении флюида в пористой среде прямо пропорциональна скорости фильтрации, умноженной на отношение теплоемкости флюида и теплоемкости пористой среды.

- Температура в точке, движущейся со скоростью конвективного переноса тепла, сохраняется постоянной, если не принимать во внимание влияние дроссельного эффекта. В рассматриваемой ситуации поле температур пористой среды, измеряемое вдоль оси струи жидкости перемещается с постоянной объемной скоростью в области конвективного переноса тепла.
- Нагнетание в пористое вещество жидкости, температура которой изменяется во времени, приводит к образованию температурного поля, маркирующего в пространстве изменения температуры нагнетаемой жидкости во времени (своеобразный эффект переноса памяти).
- Температурное поле, обусловленное дроссельным эффектом, перераспределяется во флюидонасыщенном пористом веществе со скоростью конвективного переноса тепла и, на больших временах наблюдения, копирует поле давлений.
- Поле температур, определяемое дроссельным эффектом не зависит от начального температурного поля пласта и от температуры нагнетаемой жидкости. Оно «накладывается» на поля иного происхождения.
- Конвективный перенос тепла при вертикальной фильтрации флюидов смещает геотермическую кривую, но не влияет на абсолютные значения геотермического градиента на глубинах свыше $h > ut$.
- Приближенный метод определения поля температур, определяемого движением упругой жидкости в пористой среде, позволил найти общие закономерности, связывающие изменения давлений в пористой среде с изменениями температур.
- Пропорция между изменениями температур и изменениями давлений при движении упругой жидкости в пористой среде сохраняется только в зонах постоянного расхода.
- Температурное поле, созданное движением упругой жидкости в пористой среде, складывается из двух, наложенных друг на друга температурных полей

— поля, обусловленного дроссельным эффектом и поля, обусловленного адиабатическим эффектом.

- Температурное поле, связанное с влиянием дроссельного эффекта, при постоянном отборе упругой жидкости из скважины совпадает с таким же полем для несжимаемой жидкости. Закономерности, найденные для случая несжимаемой жидкости, относятся также и к случаю упругой жидкости. При этом, поле температур, определяемое эффектом адиабатического расширения упругой жидкости, играет меньшую роль в призабойных зонах, где преобладает вклад в поле температур от дроссельного эффекта. В застойных же зонах, где дроссельный эффект практически отсутствует, изменение температуры определяется главным образом адиабатическим эффектом.
- Кривая изменения забойной температуры при постоянном отборе упругой жидкости из скважины с учетом поправки на эффект адиабатического расширения (вычитания последней) воспроизводит во времени кривую распределения пластовых давлений в призабойной зоне и может быть использована для термодинамического зондирования пласта.
- При других режимах эксплуатации скважин, например, в режиме постоянной депрессии, температура на забое скважины не обладает свойством прямого воспроизводства свойств воронки депрессии» [10].

4. СКВАЖИННАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ

4.1. Калориметрический эффект

В условиях эксплуатации многопластовых залежей углеводородов, дебит скважины представляет собой сумму дебитов эксплуатируемых продуктивных горизонтов. В пределах каждого продуктивного интервала происходит смешение потоков флюидов: восходящего потока в стволе скважины и притекающего из данного интервала.

Значения начальной температуры нефти или газа, залегающих в пласте, соответствуют геотермическим. В процессе эксплуатации месторождения происходит возмущение теплового поля. Температура восходящего в скважине потока флюида зависит не только от начальной температуры, но и от последующих изменений температуры в пласте, возникающих вследствие действия дроссельного и адиабатического эффектов, от термодинамических эффектов в стволе скважины, теплообмена с окружающими породами и т.д.

Отметим, что температура восходящего потока, который исходит из нижних продуктивных горизонтов, как правило, выше, чем температура попутных потоков из вышележающих горизонтов. В результате, в том интервале ствола скважины, где происходит смешение двух потоков, наблюдается скачок температуры. Величина скачка определяется значениями исходных температур смешивающихся потоков, их расходами и выражается калориметрической формулой [10]

$$\Delta T_B c_B Q_B = \Delta T_{II} c_{II} Q_{II}, \quad (4.1)$$

где ΔT_B — понижение температуры восходящего потока в интервале смешения; ΔT_{II} — повышение температуры присоединяющегося потока; c_B и c_{II} и Q — соответственно теплоемкости на единицу массы и весовые расходы потоков. На рис. 4.1 показана термограмма T действующей скважины.

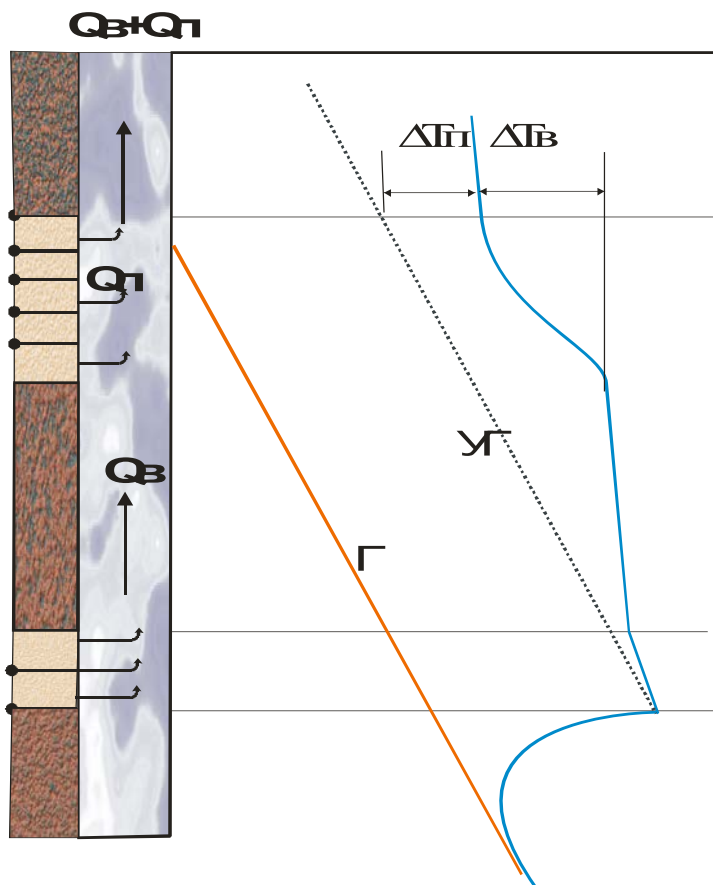


Рис.4.1. Изменение температуры в интервале вышележащего пласта за счет сшивания с газом, поступающим по колонне снизу [10].

Здесь температура Γ соответствует геотермической температуре, которая была до пуска скважины в работу. Температура в стволе скважины с учетом эффекта Джоуля-Томсона отображена кривой синего цвета. В интервале притока температура восходящего потока снижается на ΔT_B , а средняя температура потока, притекающего из пласта, возрастает на $\Delta T_{\Gamma T}$, $U\Gamma$ – условная геотерма.

Калориметрический температурный эффект может быть использован не только для выделения продуктивных интервалов по термограммам действующих скважин, но и для определения их продуктивности.

Обычно геотермическое (невозмущенное) распределение температуры по глубине определяют по измерениям в близлежащей наблюдательной скважине.

Измеренная в стволе эксплуатирующейся скважины температура соответствует температуре потока движущихся в скважине жидкостей и газов и

определяется скоростями потоков, интенсивностью теплообмена между потоками и окружающими породами, эффектом адиабатического расширения флюидов в стволе скважины, дроссельным эффектом в пласте, калориметрическим эффектом при смешении потоков с различными исходными температурами. Выделение местоположений продуктивных и поглощающих интервалов, определение их мощности (толщины), производительности и выявление состояния призабойной зоны осуществляются путем анализа в различиях между исходной геотермой и термограммами действующей скважины. Из-за влияния эффекта Джоуля — Томсона термограмма на графике при фильтрации жидкости должна сдвинуться вправо, в сторону увеличения температуры на доли или единицы градусов, а при движении газа — влево, вследствие снижения температуры в районе поступления газа, которое иногда может быть значимым (25 — 40°C).

Объекты эксплуатации большой мощности содержат обычно несколько продуктивных горизонтов. Таким образом, в ствол поступает нефть (газ) одновременно из разных интервалов, залегающих на разных глубинах, т. е. с разными исходными температурами, и смешивается с восходящими потоками в стволе скважины. В интервале смешивания потоков, температуры двух потоков — восходящего и истекающего из стенок скважины через перфорационные отверстия — выравниваются. Величина скачка температуры восходящего потока в пределах продуктивного горизонта определяется калориметрическим законом.

Соотношение (4.1) оказывается весьма эффективным при интерпретации термограмм, полученных на действующих скважинах. Оно позволяет не только выделить местоположение продуктивных интервалов, но также определить их производительность. Другими словами, термограмма (с соответствующим пересчетом величин) может быть использована как дебитограмма. Для этого на термограмме выделяют сперва эффективную мощность продуктивного интервала Δh_{Σ} в пределах скачка температуры восходящего потока. Затем измеряют скачок температуры ΔT_{Π} между условной геотермой $УГ$ и

восходящим потоком на кровле вышележащего пласта. Если принять, что теплоемкости сред восходящего и поступающего в ствол потоков одинаковы, то по формуле можно вычислить отношение расходов поступающего и восходящего потоков как обратное отношение приращений температуры.

Эффект смешения влияет и на температуру восходящего потока в пределах самого нижнего продуктивного горизонта, вследствие этого градиент температуры в пределах нижнего горизонта оказывается ниже геотермоградиента до двух раз.

4.2. Термограммы действующих скважин

В действующей скважине распределение температуры флюида по ее стволу определяется рядом факторов, среди которых отметим значения расхода флюида, исходное геотермическое распределение температур, направление потока, значение депрессии на забое скважины, число продуктивных и поглощающих пластов, время эксплуатации скважины и т.д. В результате, полученные в одной и той же скважине термограммы могут существенно отличаться друг от друга и их интерпретация требует знания всех деталей проведения эксперимента. За основную (базовую) термограмму действующей скважины можно выбрать кривую установившихся температур в скважине после длительного периода ее работы скважины в режиме постоянного отбора. Такая термограмма покажет вклад трех основных теплофизических явлений: теплообмена в стволе скважины движущегося флюида с окружающей средой, эффекта Джоуля-Томсона и калориметрического эффекта.

Признаками притока флюида из нижнего перфорированного пласта являются: изменение текущей температуры в стволе относительно начального геотермического распределения в районе перфорированного пласта; изменение температурного градиента, проявляющееся в изломе термограммы по сравнению с геотермой; температурная кривая между перфорированными пластами в виде гладкой затянутой линии.

Нижней границе притока флюида из пласта соответствует точка с максимальной крутизной участка повышенной температуры. Верхней границе притока будет соответствовать точка, в которой нарушается монотонность повышения температуры при мысленном движении по температурной кривой сверху вниз, к кровле перфорированного пласта.

Выявление местоположения притоков жидкости из вышележащих интервалов основывается на учете эффекта калориметрического смешивания поступающей из пласта жидкости с восходящим по стволу потоком. Эффективность выявления притока флюида по этому признаку зависит от разницы температур смешивающихся потоков.

Локализация местоположения притока флюида из верхнего перфорированного пласта осуществляется по исследованиям отклонений температуры в области пласта относительно температуры потока в подошвенной его части и излома термограммы относительно ее наклона ниже области перфорированной его части. Определение верхней границы притока из перфорированного пласта в рамках данной методики затруднено.

Определение местоположения интервалов поступления воды в длительное время эксплуатирующиеся скважины возможно лишь в отдельных случаях, когда подошва нижнего работающего пласта обводнена, а из кровельной части поступает значительное количество нефти, или в случаях, когда флюид поступает из охлажденного закачкой пласта [10].

Признаком поступления газа или смеси нефти с газом является появление значительной отрицательной температурной аномалии и повышение температуры в исследуемых интервалах после остановки скважины с одновременным увеличением забойного давления. Интервалы разгазирования нефти в пласте маркируются отрицательной дроссельной аномалией при эксплуатации скважины с забойным давлением ниже насыщения при относительно большом значении газового фактора (свыше $100 \text{ м}^3/\text{м}^3$).

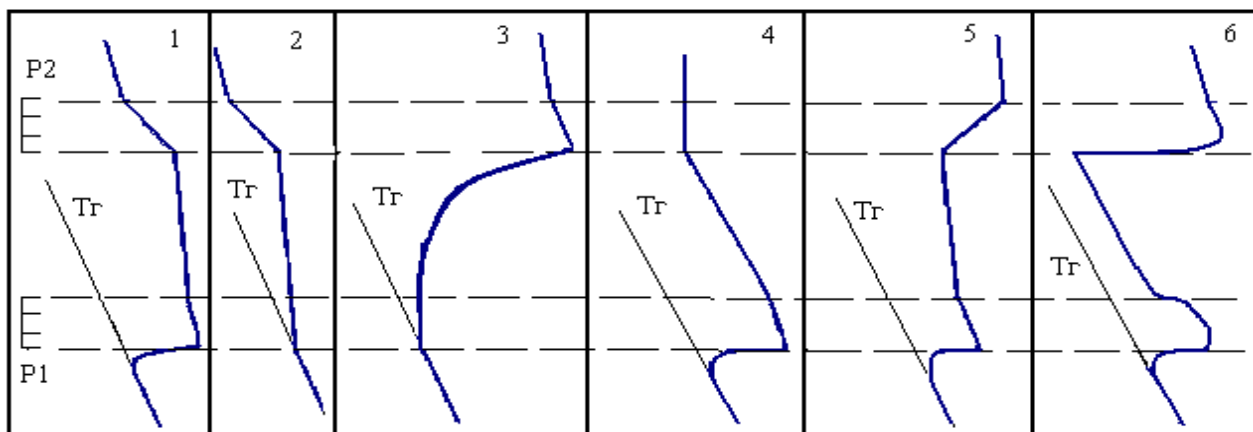


Рис.4.2 Пример типовых термограмм для случая двух перфорированных пластов.

На рис. 4.2 приводится пример термограммы скважины с двумя перфорированными пластами при различных возможных соотношениях дебитов. Ориентиром служит геотерма T_r . Случай 1 - эксплуатируются оба пласта, на уровне нижнего пласта отмечается дроссельная аномалия, на уровне верхнего пласта - калориметрическое смешивание; случай 2 - эксплуатируются оба пласта, температура жидкости, поступающей из нижнего близка к геотермической, на уровне верхнего пласта отмечается эффект калориметрического смешивания; случай 3 – наблюдается плавная затянутость температурной кривой между пластами, в нижнем пласте температура поступающей жидкости близка к геотермической, на уровне верхнего пласта отмечается влияние эффекта калориметрического смешивания; случай 4 – наблюдается аномалия дросселирования на уровне нижнего пласта и изменение наклона температурной кривой на уровне верхнего пласта; случаи 5, 6 - наблюдается аномалия дросселирования на уровне нижнего пласта, положительная аномалия калориметрического смешивания на уровне верхнего пласта (здесь верхний пласт высоконапорный, давление нижележащего пласта $P_1 < \text{давления вышележащего пласта } P_2$) [11].

Определение мест негерметичности обсадной колонны по термограммам осуществляется посредством определения местоположений притоков флюидов и основано на отмеченных выше признаках: дроссельной

аномалии, аномалии калориметрического смешивания и изменении наклона термограммы. В зумпфе скважины нарушение маркируется аномалией дроссельного разогрева, а выше уровня перфорированных пластов - аномалией калориметрического смешивания.

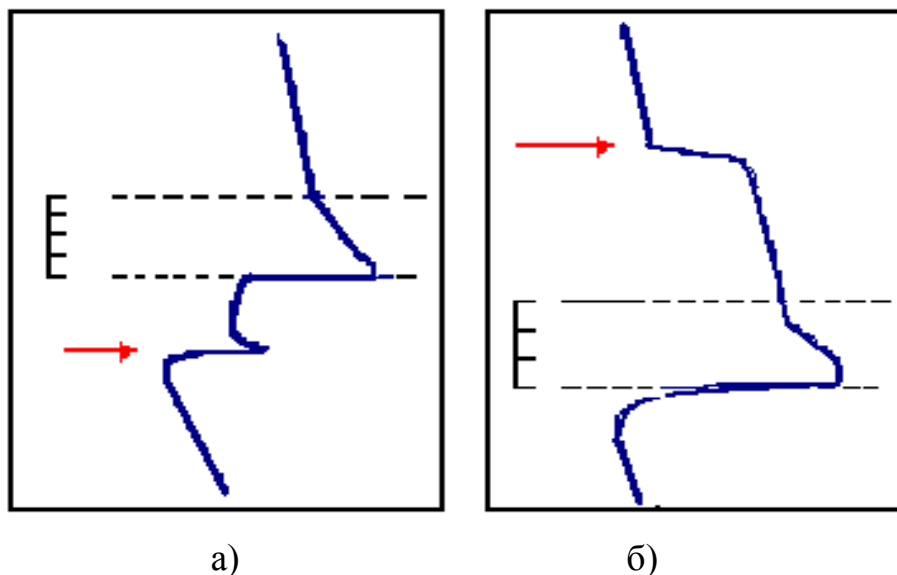


Рис.4.3.Место нарушения герметичности колонны: а) ниже интервала перфорации, б) выше интервала перфорации [11].

Определение заколонного движения из неперфорированных водоносных пластов, расположенных ниже и выше перфорированных имеет свои особенности.

Признаками заколонного движения снизу являются нарушение геотермического распределения в зумпфе в интервале перетока (явно выраженные температурные аномалии или большая затянутость температурной аномалии дросселирования от нижнего пласта вниз) и эффект калориметрического смешивания в подошвенной части нижнего работающего пласта.

Примеры проявления на термограмме заколонных перетоков жидкости снизу показаны на рис.4.4.Случай - а) перетока нет, отмечается дроссельный эффект в пласте;

- б) конвективный перенос тепла потоком жидкости при перетоке снизу;
- в) дроссельный разогрев по пути движения жидкости при перетоке снизу;

г) дроссельный эффект в пласте-источнике перетока.

Случаи б), в), г) демонстрируют площадки калориметрического смешивания в пласте при перетоке снизу в зависимости от температуры поступающей жидкости: $T_1 < T$, $T_2 > T$ [11].

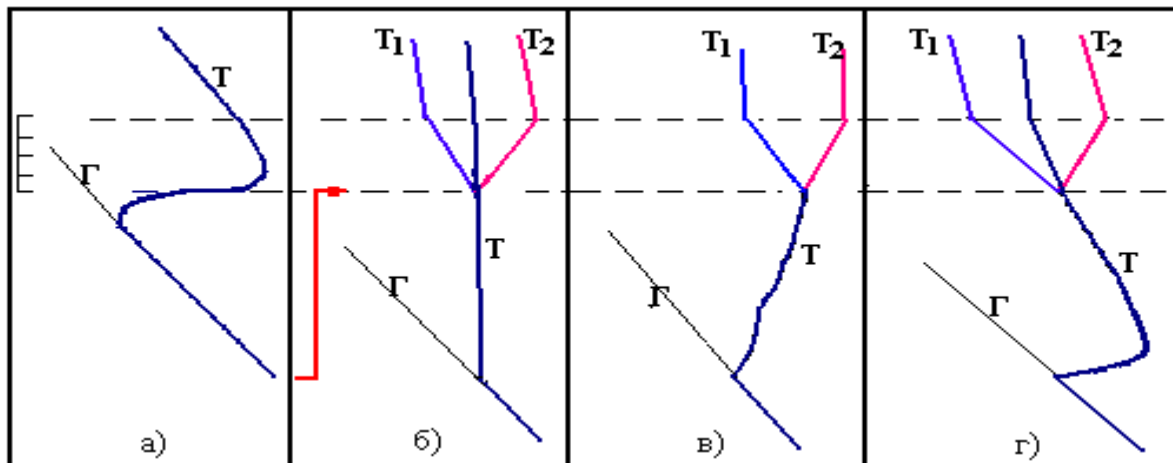


Рис.4.4. Возможные распределения температуры в случае заколонного перетока жидкости снизу.

Основные признаки заколонного перетока сверху - резкое изменение наклона температурной кривой в стволе скважины выше пласта-источника обводнения (за счет изменения условий теплообмена между восходящим потоком жидкости и окружающими породами) и эффект калориметрического смешивания в кровельной части перфорированного пласта.

Например, рис.4.5 а) - перфорированный пласт не работает, в кровлю перфорированного пласта поступает жидкость в результате перетока, отмечается изменение наклона термограммы выше интервала перетока;

Рис.4.5. б), в) - пласт работает, в кровле перфорированного пласта отмечается калориметрическое смешивание и изменение наклона кривой в интервале перетока выше интервала перфорации. Глубина изменения наклона кривой соответствует месту расположения пласта - источника перетока [11].

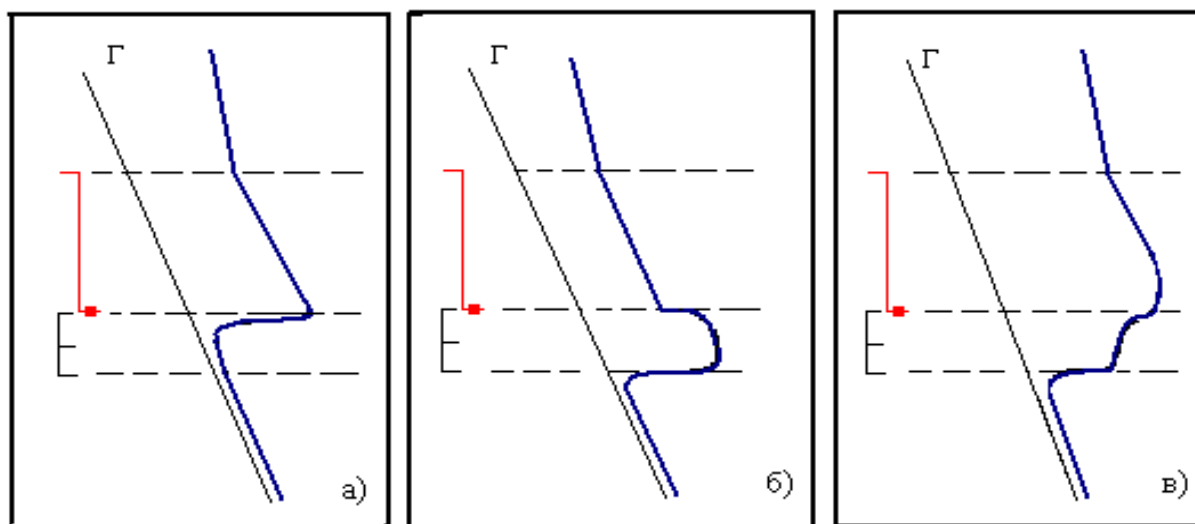


Рис.4.5. Примеры заколонного перетока сверху:

При исследовании скважин, оборудованных ШГН, по распределению температуры в межтрубном пространстве можно определить местоположение динамического уровня, насоса и приема НКТ. Затянутость температурной аномалии насоса вниз и большая отрицательная аномалия на приеме НКТ свидетельствуют о нисходящем движении жидкости в межтрубном пространстве

5. ГАЗОВЫЕ ГИДРАТЫ

5.1. Структура гидратов

Гидраты газов представляют собой кристаллические соединения – включения (клатраты), характеризующиеся строго определенной структурой для различных газов. Включенные молекулы газа удерживаются метастабильной, построенной из молекул воды кристаллической решеткой с помощью сил Ван-дер-Ваальса.

Гидраты представляют собой твердые растворы, где растворителем является вода, молекулы которой за счет водородной связи образуют объемный каркас, в полости которого внедряются легкоподвижные молекулы газов. В зависимости от формы и размера молекул газа, находящегося в контакте с водой, молекулы воды образуют каркас определенной структуры, степень

заполнения которого определяется внешним давлением и температурой. 1 м³ связывает 160 м³ газа [1]. На рис.5.1 показан: а – структурный фрагмент КС-I с молекулами метана в D- (голубого цвета) и Т-полостях (зеленого цвета) (на рисунке выделена элементарная ячейка); б – и в – Т-полость (вид сверху и вид сбоку); г – D-полость с включенной молекулой метана в ван-дер-ваальсовых очертаниях хозяйской и гостевой подсистем.

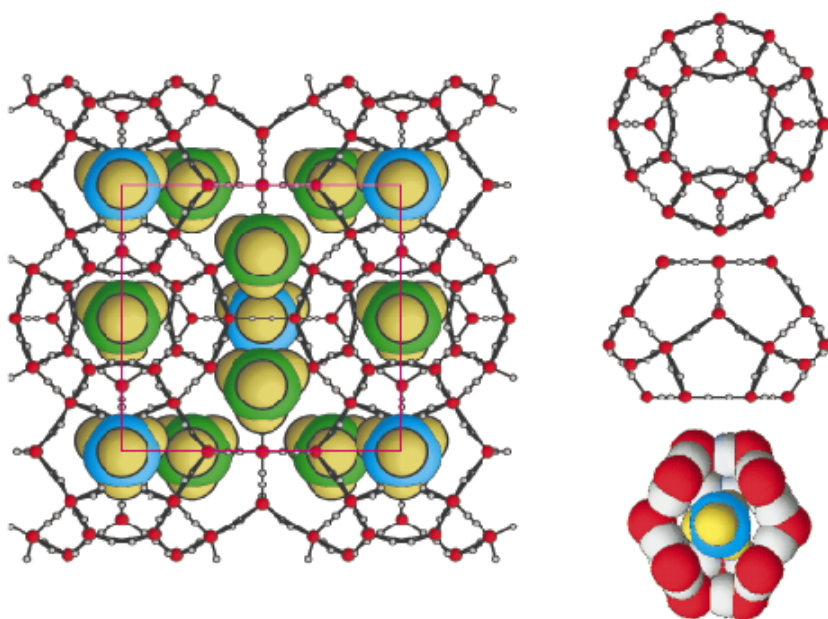


Рис.5.1. Структура газовых гидратов [2].

5.2. Условия образования газовых гидратов

Начало процесса образования гидратов зависит от состава газа, состояния воды, давления и температуры. Зависимость между давлением и температурой образования гидратов обычно изображают диаграммой гетерогенного состояния.

Содержание компонентов в гидрате почти не зависит от давления и слабо изменяется с температурой. Основным фактором, определяющим соотношение компонентов в гидрате является состав исходного газа. Теплота разложения отдельного компонента гидрата равна теплоте его образования. При этом, для смесей газов эта теплота зависит от состава исходного газа и состава гидрата. Состав газов в состоянии гидратов обычно таков, что его молекулярный вес

имеет большее значение, а теплота разложения гидрата превышает теплоту его образования.

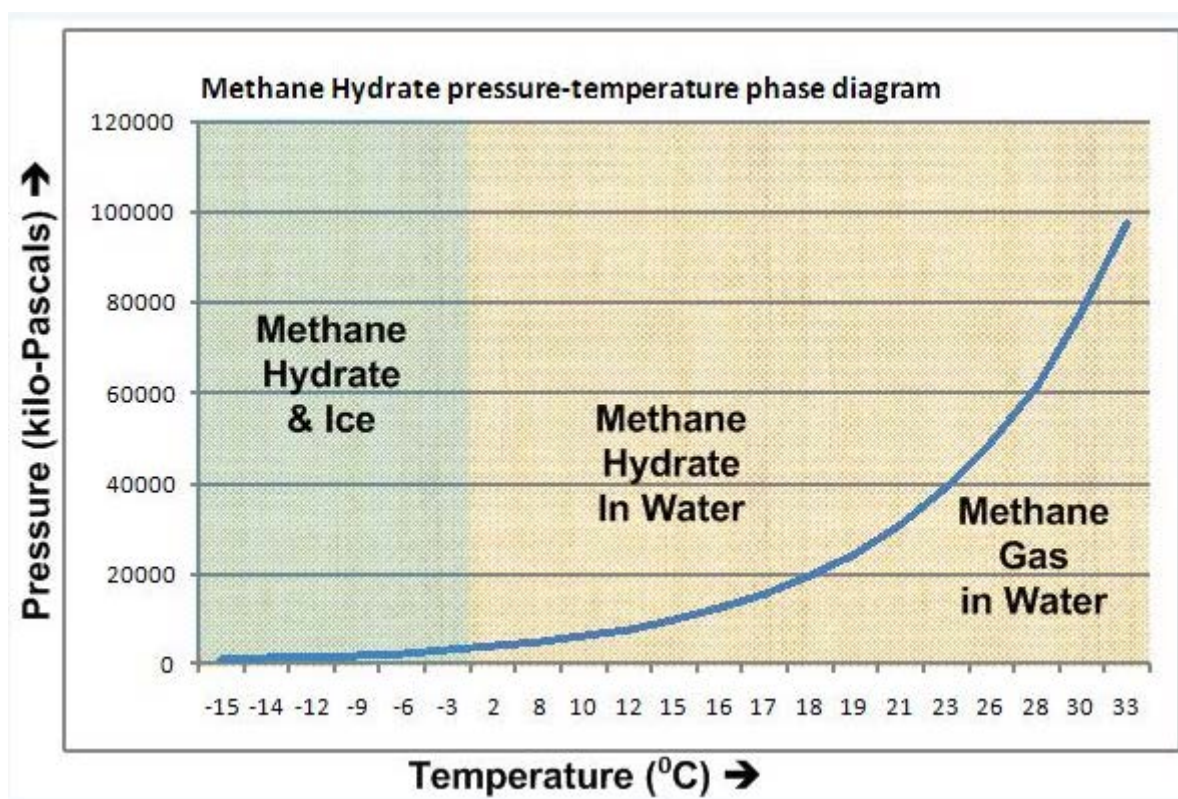


Рис.5.2 Фазовая диаграмма метана [Wikipedia].

Плотность гидратов $0.8-0.92 \text{ кг/м}^3$ при давлении 20-420 атм. Теплопроводность в 5 раз меньше чем у льда - $0.4 \text{ Вт/м}^{\circ}\text{K}$ при $T=273\text{K}$. Теплота фазового перехода гидрат-газ 510 кДж/кг , теплоемкость - $2500-3210 \text{ Дж/(кг}^{\circ}\text{K)}$.

В 1979 г. Столл и Брайан обнаружили неожиданно низкий коэффициент теплопроводности у гидратов метана и пропана при температуре, близкой к 273K , а именно $0,4 \text{ Вт/(м}^{\circ}\text{K)}$, что примерно в пять раз ниже теплопроводности льда. Более того, в отличие от поведения гексагонального льда коэффициент теплопроводности газового гидрата возрастает с повышением температуры, так что при 100K теплопроводности льда и гидрата различаются в 20 раз. При этом, структура гидрата, природа гостевых молекул и изменение его состава оказывают несущественное влияние на значение коэффициента теплопроводности.

5.3. Образование и разложение гидратов при отрицательных температурах

Выход газовой промышленности в районы Сибири и Крайнего Севера, где температура воздуха достигает -30 — -60°C , сделал необходимым исследования газовых гидратов при низких температурах. Магистральные газопроводы работают в условиях годового перепада температур 100°C . Газ подается в состоянии насыщения влагой и с предварительным понижением точки росы до -30 — -40°C . Гидрат метана при атмосферном давлении разлагается при температуре -83°C . При отрицательных температурах в газопроводе кристаллическая пробка не может быть ликвидирована путем понижения давления, поскольку разложившийся гидрат, при снижении давления ниже давления разложения, переходит в лед (по схеме: гидрат – жидкая вода – лед + газ). Поэтому при эксплуатации газопроводов в области отрицательных температур, газ перед подачей в газопровод обычно осушают до точки росы, что исключает конденсацию паров воды из газа.

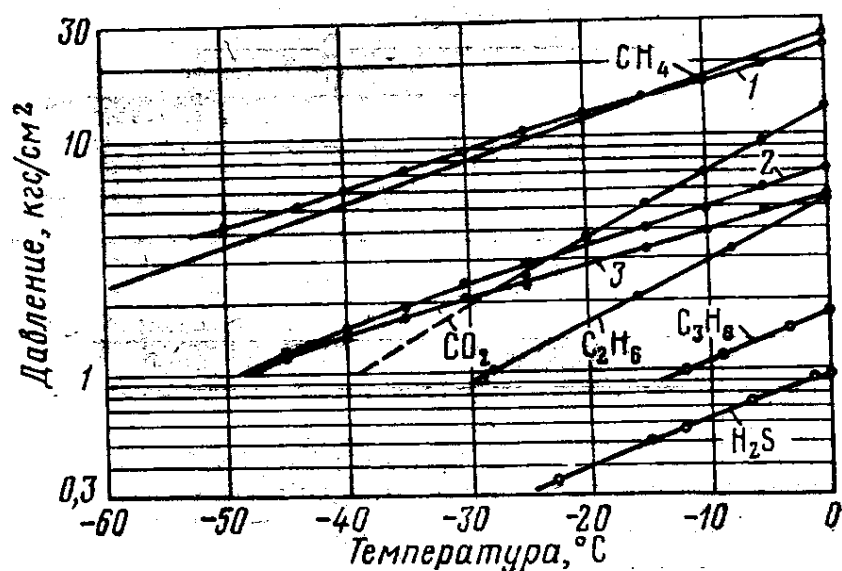


Рис.5.3. Условия образования гидратов газов при температуре ниже нуля. Газ месторождений: 1 - Уренгойское, 2 - Оренбургское, 3 - Лаки [5].

Наибольшие колебания температур в газопроводе наблюдаются в надземном участке при прокладке на сваях, минимальные в заглубленной части, где даже сезонные колебания не превышают 10-15°C.

К настоящему времени получили широкое применение для борьбы с гидратами следующие методы:

- 1) понижения давления ниже давления гидратообразования при заданной температуре;
- 2) поддержания температуры газового потока выше температуры гидратообразования при заданном давлении;
- 3) понижения точки росы паров воды в газовом потоке ниже рабочей температуры (осушка газов);
- 4) ввода в газовый поток различных веществ (спирты, электролиты), понижающих температуру гидратообразования. На практике данный метод называется ингибированием. Причем, малые дозы наоборот способствуют образованию гидратов.

5.4. Образование гидратов в пористой среде

Данных об условиях образования гидратов в горных породах в литературе мало. Первые исследования условий образования гидратов на искусственных образцах дисперсных сред (песчаников) показали, что для перехода паровой воды в гидрамы нужны более низкие температуры или более высокие давления, чем равновесные при свободном контактировании.

На суше зона гидратообразования приурочена в первую очередь к районам многолетнемерзлых пород, хотя и выходят за пределы криолитозоны.

Многолетние мерзлые породы покрывают в настоящее время около 23% общей территории суши. У нас порядка 50% страны. Глубина промерзания пород достигает 500-700 м. В Якутии были выявлены нулевые температуры на глубине 1400 м.

Профиль распространения зоны залегания газогидратных залежей в Якутии показаны на рис.5.4. Линиями показаны 1 – изотермы, 2 – границы

образования гидратов, 3 – зона возможного образования гидратов. При построении использованы геотермические данные по следующим площадям: I – Маркинская, II – Вилюйская, III – Средне-Вилюйская, IV – Бес-Кюельская, V – Намская, VI – окрестности Якутии, VII – Амгинская.

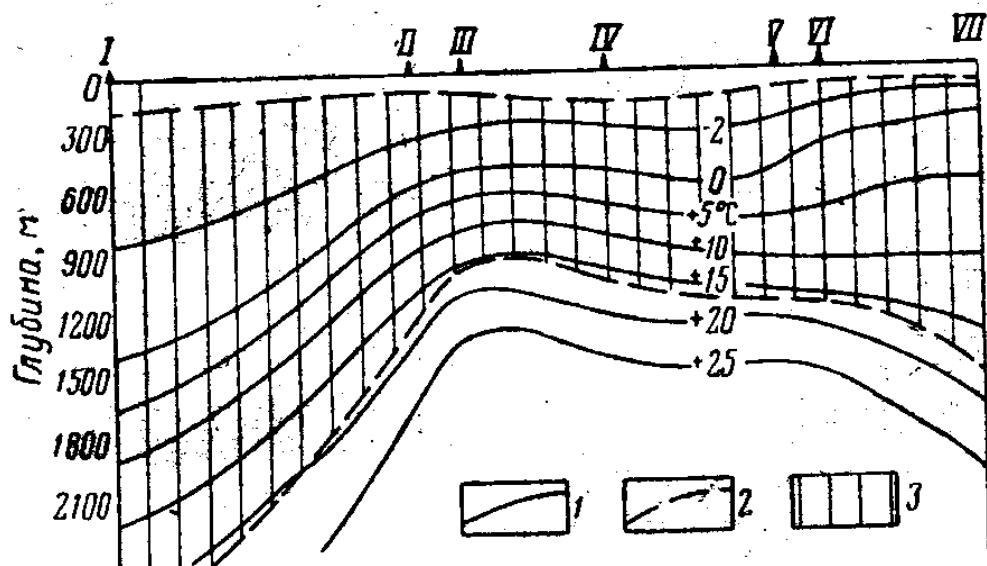


Рис.5.4. Фактический профиль распространения зоны залегания газогидратных залежей в Якутии [5].

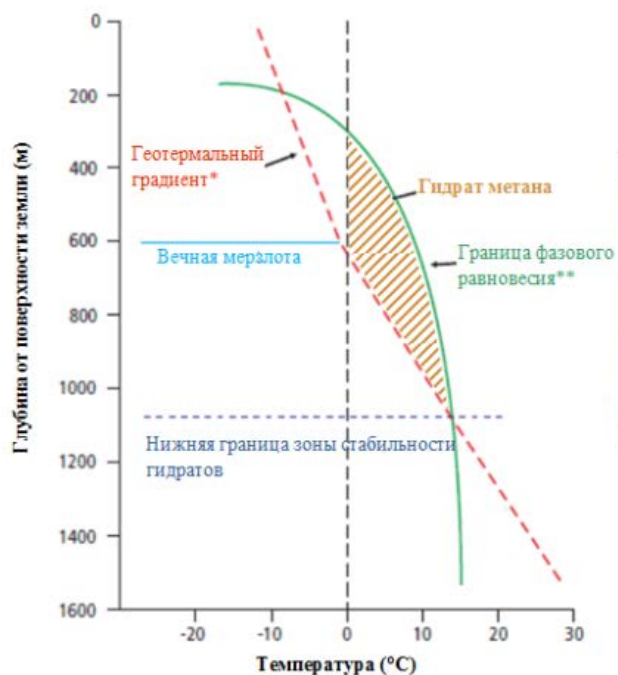
В гидросфере зона возможного гидратообразования находится практически всюду в придонной части осадочного чехла на глубине свыше 200-500 м. Условия стабильности газогидратов показаны на рис.5.4. При этом использованы следующие понятия:

* Геотермальный градиент — повышение температуры по мере увеличения расстояния от земной поверхности.

** Фазовое равновесие предполагает условия равенства температуры всех частей вещества (термическое равновесие), равенства давления во всем объеме вещества (механическое равновесие) и равенство химических потенциалов каждого компонента во всех частях вещества, что обеспечивает локальную устойчивость вещества к малым изменениям [1].

Условия стабильности газогидратов

(1) Зона вечной мерзлоты



(2) Глубоководье



Рис.5.5. Условия стабильности газогидратов [1].

Распространение месторождений газогидратов на карте мира приведено на рис.5.6. Желтым цветом на карте отмечены подтвержденные запасы, а красным — предполагаемые. В основном они приурочены к шельфу. В приполярных водах газовые гидраты находят на глубине 300-400м, в экваториальных 500-700 м. Найдены они на Байкале и в Черном море.

В 1967 г было открыто в Заполярье в Западной Сибири первое Мессояхское газ-гидратное месторождение (нижний этаж-газ).

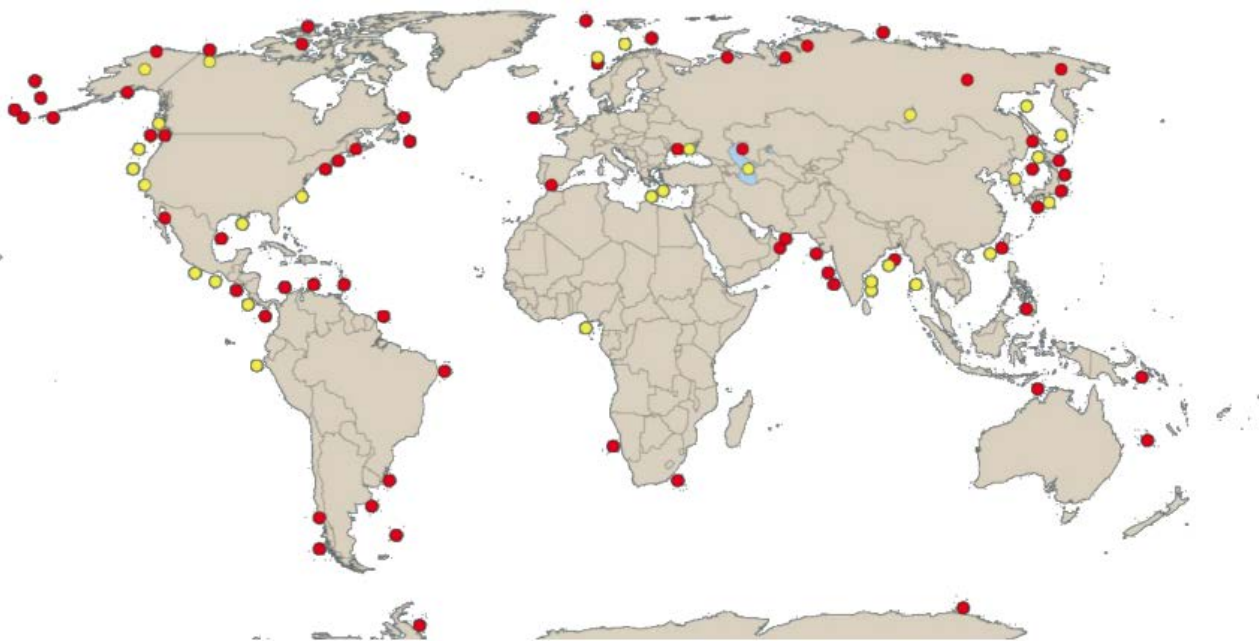


Рис.5.6. Подтвержденные и предполагаемые газогидратные месторождения[1].

Международное энергетическое агентство (МЭА) в 2009 году привело оценку в 1 000-5 000 трлн. куб. м. Ряд текущих оценок указывают на наличие ресурсов газогидратов в 2 500-20 000 трлн. куб. м. Даже с учетом значительного снижения оценок ресурсы газогидратов остаются на порядок выше ресурсов конвенционального природного газа, оцененных на уровне 250 трлн. куб. м. [1].

Дальше всех в изучении потенциала разработки залежей газогидратов продвинулась Япония. 2012 года Японская национальная корпорация по нефти, газу и металлам (JOGMEC) начала пробное бурение скважин в Тихом океане, в 70 км к югу от полуострова Ацуми, для получения гидратов метана. А в марте 2013 года Япония (первой в мире) приступила к тестовому извлечению метана из газогидратов в открытом море.

6. ГЕОТЕРМАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ

Технические ресурсы геотермальной энергии в мире оцениваются в 5 млрд. ТДж/год. Это практически неисчерпаемые ресурсы.

Геотермальные ресурсы можно разделить на 4 группы [6].:

1. Традиционные гидротермальные (подземные запасы горячей воды и пара);
2. Нетрадиционные гидротермальные (резервуары горячей воды и пара под аномально высоким давлением на глубине);
3. Петротермальные (теплота, аккумулированная сухими горными породами);
4. Тепловая энергия магмы.

Ресурсы первой группы давно и успешно используются. Их эксплуатация существенно дешевле остальных. Но их доля в суммарных ресурсах весьма незначительна. Эксплуатация ресурсов второй группы требует значительных затрат. Освоение же теплоты из сухих горных пород не вышло из стадии НИОКР.

Уже на глубинах в несколько километров имеются значительные запасы тепловой энергии, однако существует проблема рентабельного ее извлечения. Здесь нужно отметить, что в определенных местах планеты существуют участки выноса тепла на поверхность нагретыми термальными водами. Часто эта вода нагрета природой до состояния пара. Обычно под термальными водами подразумевают нагретые подземные флюиды в жидком или парообразном состоянии, выходящие на поверхность Земли при температуре более 20°C, другими словами, при температуре большей температуры воздуха.

Тепло подземных вод, паров, пароводяных смесей относят к гидротермальной энергии, соответственно энергетика, основанная на её использовании, называется гидротермальной.

Более сложным представляется вопрос добычи тепла непосредственно из сухих горных пород, — т.н. петротермальной энергии. При этом на территории России потенциал петротермальной энергии на два порядка выше, чем гидротермальной. Эти два вида тепловой энергии составляют, соответственно, 3500 и 35 трлн. тонн условного топлива. Это нетрудно понять: тепло глубин Земли имеется всюду, термальные же воды обнаруживаются локально. Однако из-за очевидных технических трудностей для получения

тепла и электроэнергии в настоящее время используются большей частью термальные воды.

Отметим, что воды с температурой в диапазоне от 20—30 до 100°C пригодны для отопления, температурой от 150°C и выше уже могут быть использованы для выработки электроэнергии на геотермальных электростанциях. Первая современная система геотермального отопления появилась в США, в западном городе Бойз (шт. Айдахо). Бурение геотермальных скважин началось в 1890 г. К 1892 г. в Бойзе дома уже отапливались с помощью природных источников.



Рис. 6.1. Долина гейзеров на Камчатке.

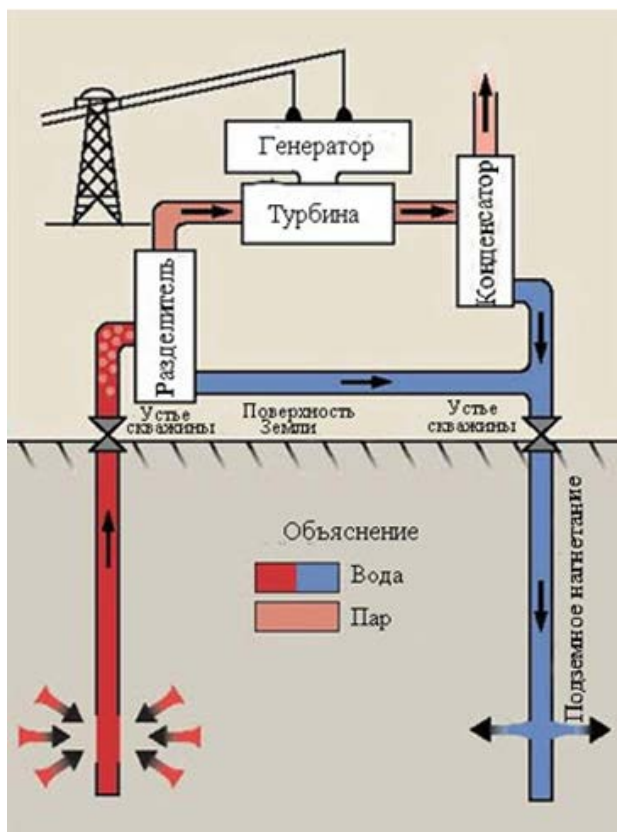


Рис.6.2. Схема геотермальной электростанции.

Электростанции, использующие пар, являются наиболее распространенным способом получения геотермальной электроэнергии. В них используется вода под давлением и при температуре выше 180°C , которая отбирается из земли через систему скважин, обычно с использованием насосов. При подъеме горячей воды, ее давление падает, и часть воды закипает и превращается в пар. Далее пар используется для приведения в действие турбин, а остатки воды и конденсированного пара обратно закачиваются в резервуар.

Паужетская геотермальная электростанция находится на Паужетском геотермальном месторождении в юго-западной части Камчатского полуострова. Эта старейшая геотермальная электростанция на территории России, введена в эксплуатацию в 1966 году как экспериментальная электростанция.

Под Мюнхеном берут воду с глубины 3,5 км, на поверхности она имеет температуру 85°C .

Во Франции основой электроэнергетики являются атомные станции, однако для городского теплоснабжения весьма широко применяются

геотермальные станции. Эксплуатируются они при температурах геотермальных вод от 46 до 90°C. Сегодня в Париже около полумиллиона жителей получают тепло и горячую воду в свои дома от 37 геотермальных станций. В августе 2010г. французское правительство дало свет крупной программе инвестирования в возобновляемую энергетику, обещая предоставить сектору 1.35 млрд. евро в качестве финансовой поддержки в течение последующих 4 лет.

В 2000 году в мире действовали промышленные геотермальные тепловые станции в 58 странах с общей установленной мощностью 16,4 тыс. МВт и годовой выработкой 192 тыс. ТДж/год, что позволило сэкономить 8,2 млн. т у.т. (табл.6.1.).

Таблица 6.1. Прямое использование геотермальной энергии в мире, 2010г. [7].

Страна	Мощность, МВт	Энергия, ТДж/год	Энергия, ГВт ч/год
Австрия	663	3728	1036
Канада	1126	8873	2465
Китай	8898	75348	20932
Финляндия	858	8370	2325
Франция	1345	12929	3592
Германия	2485	12765	3546
Венгрия	655	9767	2713
Исландия	1826	24361	6768
Япония	2099	15698	4139
Нидерланды	1410	10699	2972
Норвегия	3300	25200	7000
Швейцария	1061	7715	2143
США	12611	56551	15710
Россия	308	6143	1707

В СССР разрабатывался вопрос более интенсивной эксплуатации именно геотермальных ресурсов — путём закачки воды под давлением в горячие сухие скальные породы, с последующим её подъёмом на поверхность и генерацией с её же помощью пара. По мере роста цен на энергоносители сходные идеи стали циркулировать и в США (Enhanced geothermal system -улучшенные геотермальные системы). В отличие от гидротермального, этот метод можно применять примерно на 20% всей земной поверхности, где «горячие» породы не глубже 3 км, а не только там, где есть поверхностные выходы геотермальных источников.

Компания AltaRock Energy — один из игроков американского энергетического рынка, пытающихся действовать на этом поле. Её проект на базе вулкана Ньюберри в штате Орегон предполагает создание ГеоЭС, закачивающей под землю воду под высоким давлением в 126–174 атм, поскольку в сплошных вулканических скальных породах слишком мало трещин, чтобы туда можно было закачать достаточный для генерации требуемого количества пара объём воды. Поэтому необходимо то, что разработчики называют «геотермальным стимулированием». По сути, это нечто похожее на нагнетание воды в нефтяные скважины для увеличения их дебета. Как и при гидравлическом разрыве пласта, в твёрдых породах, куда попадает вода под давлением, возникают трещины; в них-то и можно «залить» любые требуемые объёмы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите основные глубинные источники тепла.
2. Связь глубинного теплового потока с возрастом литосферы.
3. Роль конвекционных ячеек в мантии в распределение температуры с глубиной.
4. Годовые колебания температур в приповерхностном слое.
5. Что называется нейтральным слоем?
6. К какому изменению в распределении температур и тепловых потоков приводит наличие в геологической структуре соляных линз, куполов?

7. Как определить геотермическую температуру пласта расчетным путем?
8. Как определить соотношение теплопроводностей слоев по известным геотермическим градиентам температуры.
9. Что такое температурное зондирование пласта.
10. Причины разных знаков у коэффициента Джоуля-Томсона для жидкости и газа.
11. Практическое использование адиабатического эффекта в диагностике состояния скважин и пластов.
12. Определение дебита пластов по термограмме.
13. Определение интервалов притока жидкости и газа.
14. Почему гидраты называют сухими растворами.
15. Где встречаются гидраты?
16. Способы разложения газовых гидратов.
17. Способы практического применения глубинного тепла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Газогидраты: технологии добычи и перспективы разработки. Информационная справка./ ИНЭИРАН — Аналитический центр при правительстве РФ, 2013.- 22с.
2. Дядин Ю.А. Газовые гидраты/ Ю.А. Дядин, А.Л. Гущин // Соросовский образовательный журнал.- 1998.-№3.-С. 55-64
3. Короновский Н.В. Общая геология/Н.В. Короновский. – М.:Московский Государственный Университет, 2003 г. –410с.
4. Куштанова Г.Г. Температурный контроль разработки месторождений нефти и газа / Г.Г. Куштанова.- Казань: Новое знание, 2003. – 180 с.
5. Макогон Ю.Ф. Гидраты природных газов / Ю.Ф. Макогон. М.:Недра,1974. - 208с.
6. Мировая энергетика - 2050 (Белая книга) / Под ред. В.В. Бушуева (ИЭС), В.А. Каламанова (МЦУЭР). – М.: ИД «ЭНЕРГИЯ», 2011. – 360 с.

7. Свалова В.Б. Геотермальные ресурсы России и их комплексное использование/ В.Б. Свалова//Мониторинг. Наука и технологии, 2010.- Вып.2.
8. Сорохтин О.Г. Развитие Земли. / О.Г.Сорохтин, С.А.Ушаков. – М: Изд-во МГУ, 2002. – 506 с.
9. Хаин В.Е. Геотектоника с основами геодинамики / В.Е. Хаин, М.Г. Ломидзе. - М.: КДУ, 2005. - 560с.
10. Чекалюк Э.Б. Термодинамика нефтяного пласта. / Э.Б. Чекалюк. – Рипол Классик, 2013.-246 с.
11. Якупов В.С. Залежи углеводородов и сопутствующие им аномалии глубины залегания верхней и нижней границ мерзлых толщ/В.С. Якупов. //Соросовский Образовательный Журнал. – N11. –1997. –С.59–63.
12. Банк технологий. URL: http://www.asbur.ru/bank_technology/ [Электронный ресурс].
13. Kevin E. Trenberth, John T. Fasullo, and Jeffrey Kiehl, March 2009: [Earth's global energy budget](#). — Bulletin of the American Meteorological Society, 90.- pp. 311–323.